ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3668

Л.И.Лапидус

СЛЕДСТВИЯ СРТ-ИНВАРИАНТНОСТИ И ЭКСПЕРИМЕНТ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

P2 - 3668

Л.И.Лапидус

СЛЕДСТВИЯ СРТ-ИНВАРИАНТНОСТИ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Направлено в УФН

1. Введение

Очень интересно проследить судьбу такого фундаментального утверждения, как CPT-теорема. В течение долгого времени ее не замечали. Затем, по мере того, как в физику все больше входили соображения симметрии, появились первые указания на связь между требованиями дискретных симметрий. Для многих из нас это произошло на лекциях Л.Д.Ландау в 1954 году. Читая лекции, Л.Д.Ландау отметил, что ему не удалось найти ни одного примера запрета, который был бы новым по сравнению с тем, что уже запрещено требованием P- или C-инвариантности. По существу в этом месте мы впервые встретились с одной из формулировок CPT-инвариантности: если теория P- и C-инвариантна, то она, так сказать, автоматически и T-инвариантна.

Как видно из литературы, в эти годы к формулировке того, что теперь носит название CPT-теоремы подошли Белл [/1/], Швингер [/2/], Людерс [/3/] и Паули [/4/]. Настоящее понимание важности и глубины CPT-теоремы пришло после открытия нарушений в слабых взаимодействиях сначала P- и C-, а затем и CP-инвариантности.

В настоящее время, в начале 1968 года, когда мы уже расстались со многими ранее незыблемыми свойствами симметрии, представляется почти антинаучным вслух сомневаться в возможной несправедливости CPT-теоремы. Ее фундаментальность, а также тот факт, что никому до сих пор не удалось построить хотя бы модельный пример полевой теории с нарушением CPT-теоремы, заставляют считать CPT-теорему чем-то вроде последнего бастиона, который не должен пасть.

Представляется, что CPT-преобразование является более фундаментальным, чем другие дискретные преобразования (C-, P- и T- преобразования). Требования CPT-инвариантности накладывают на теорию значительно более слабые требования, чем инвариантность относительно C-, P- и T- порознь. Глубина CPT-теоремы делает особенно важной проверку следствий, которые можно получить из ее требований. Существенным является то обстоятельство, что любая локальная Лангранжева теория поля инвариантна относительно комбинированной операции CPT (если только теория инвариантна относительно собственных ортохронных Лоренцевых преобразований).

Требование CPT-инвариантности утверждает, что когда изменяют частицы на античастицы, но держат их импульсы фиксированными, а спиральности обращенными, все матричные элементы взаимодействия превращаются в их комплексно-сопряженные величины.

Обычно принимается, что CPT-инвариантность является абсолютным принципом симметрии. В этом случае пока нет никаких указаний на обратное, например, проверка CP-инвариантности связывается с проверкой T-инвариантности. Это особенно ясно видно при рассмотрении $K^0-\bar{K}^0$ системы. Существование распада $K^0_L-2\pi$, который противоречит CP-инвариантности, является при справедливости CPT-теоремы указанием на нарушение T-инвариантности. Таким же образом CPT-инвариантность позволяет проводить непрямые проверки C-, P- или T-инвариантности в тех случаях, когда прямые проверки недостаточно точны или находятся за пределами современной экспериментальной техники. В настоящее время проверены лишь частичные аспекты CPT-инвариантности.

Феноменологический подход позволяет развить аппарат анализа таким образом, что рассеяние протонов антипротонами, нелептонные распады гиперонов и антигиперонов, распады заряженных и нейтральных K - мезонов, заряженных пионов могут (при высокой точности измерений) явиться источником экспериментальной информации о справедливости CPT-теоремы. Наиболее известными результатами применения CPT-теоремы является такое заключение о свойствах частиц и их античастиц, как равенство масс покоя, времен жизни и маг-

нитных моментов. Отметим, что именно нарушение других дискретных симметрий позволяет подойти к экспериментальной проверке самой CPT-теоремы.

2. CPT- преобразование

Так как CPT - преобразование включает операцию обращения времени, ясно, что оно представляется антиунитарным оператором, который мы обозначим через CPT. Его действие на векторы состояния может быть получено из свойств преобразований относительно отдельных преобразований C, P- и T-преобразований. Отметим пока, что состояние одной частицы с импульсом $\vec{p}$ и спиральностью λ под действием CPT преобразуется в античастицу с импульсом $\vec{p}$ и спиральностью $-\lambda$. Таким образом, направление спина меняется на обратное. Более того, in - состояние преобразуется в out - состояние.

Рассмотрим процесс $|i; in> \to |f; out>$, где i и f представляют произвольные начальные и конечные состояния, характеризуемые импульсами и спиральностями отдельных частиц. Соответствующие состояния с частицами, замененными на античастицы, обозначим через $|\bar{i}; in>$ и $|\bar{f}; out>$. Наконец, мы обозначим через $|\tilde{i}; in>$ и $|\tilde{f}; out>$ исходные состояния с противоположными знаками спиральностей.

Рассмотрим теперь эрмитов оператор Ω, который предполагается CPT-инвариантным, т.е.

$$CPT\,\Omega\,(CPT)^{-1} = \Omega. \qquad (1)$$

Примером такого оператора Ω может быть гамильтониан H. Для матричных элементов от Ω получаем тогда следующее соотношение

$$<\bar{f}; out\,|\Omega|\,\bar{i}; in> = <\bar{f}; out\,|(CPT)^{-1}(CPT)\,\Omega\,(CPT)^{-1}\times$$
$$\times (CPT)\,|\bar{i}; in> = <\tilde{f}; in\,|\Omega|\,\tilde{i}; out>^*. \qquad (2)$$

Мы можем ввести S - оператор и переписать (2) в следующем виде

$$<\bar{f}; out\,|\Omega|\,\bar{i}; in> = <\tilde{f}; out\,|S^{-1}\,\Omega\,S|\,\tilde{i}; in>^*. \qquad (3)$$

Если состояния $|\tilde f; out\rangle$ и $|\tilde i; in\rangle$ выбраны собственными состояниями полного гамильтониана, а, следовательно, и S – оператора, мы получаем

$$\langle \bar f; out \,|\, \Omega \,|\, \bar i; in\rangle = e^{2i(\delta_i+\delta_f)} \cdot \langle \tilde f; out \,|\, \Omega \,|\, \tilde i; in\rangle^* . \tag{4}$$

Это соотношение связывает матричные элементы эрмитова оператора Ω между частичными состояниями и соответствующими состояниями античастиц. Из этого важного соотношения можно получить ряд предсказаний, которые могут быть подвергнуты экспериментальной проверке.

3. Равенство масс частиц и их античастиц

Выберем состояния $|i; in\rangle$ и $|f; out\rangle$, которые описывают одну частицу в покое и, следовательно, нет различия между in и out – значками в этом случае. Если мы потом рассмотрим $\Omega = H$, где H – полный гамильтониан, соотношение (4) дает

$$\bar m\, \delta_{\bar i, \bar f} = m^*\, \delta_{\tilde i, \tilde f} , \tag{5}$$

где $\bar m$ и m представляют массы античастицы и частицы, соответственно. Так как оператор H эрмитов, а m представляет диагональный матричный элемент H, то m действительно и мы заключаем, что имеет место строгое равенство

$$\bar m = m , \tag{6}$$

т.е. масса частицы равна массе античастицы.

Тот же результат получается из требования С- или СР-инвариантностей. Так как в слабых взаимодействиях имеются нарушения С- и СР-инвариантности, очень важно, что (6) следует из (очень слабого) предположения о СРТ-инвариантности.

Некоторые, наиболее точные экспериментальные результаты сравнения масс частиц и их античастиц приведены в таблице 1.

Наиболее точная проверка СРТ-инвариантности связана со свойствами $K^0 - \bar K^0$ системы [13]. Поскольку в этом случае для описания поведения системы требуется 2 x 2 массовая матрица, весьма важно, что можно сформулировать все необходимые формулы без требований дискретных симметрий.

Требование СРТ-инвариантности приводит к тому, что диагональные матричные элементы массовой матрицы равны. Без требований СРТ-инвариантности разница между M_{11} и M_{22} равна

$$M_{11} - M_{22} = (sp + qr)^{-1}\,(sp - qr)\,(M_L - M_S) . \tag{7}$$

Здесь p, q, r и s определяют суперпозиции $|K_L^0\rangle$ и $|K_S^0\rangle$

$$|K_L\rangle = p\,|K\rangle - q\,|\bar K\rangle ; \quad |K_S\rangle = r\,|K\rangle + s\,|\bar K\rangle . \tag{8}$$

Через собственное время τ

$$|K_L\rangle \to |K_L\rangle\, e^{-iM_L\tau} ; \quad |K_S\rangle \to |K_S\rangle\, e^{-iM_S\tau}$$

$$M_L = m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L ; \quad M_S = m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S \tag{9}$$

$$|p|^2 + |q|^2 = 1 ; \quad |r|^2 + |s|^2 = 1 .$$

Имеет место тождество [13]

$$|sp + qr|^2 + |pr^* - qs^*|^2 = (|p|^2 + |q|^2)(|r|^2 + |s|^2) = 1 . \tag{10}$$

Требования унитарности для распадов K^0 – мезонов позволяют дать оценку меры неортогональности состояний $|K_L^0\rangle$ и $|K_S^0\rangle$ без предположения о СРТ-инвариантности. Таким образом, можно заключить, что [13]

$$|\langle K_L | K_S\rangle| = |pr^* - qs^*| \lesssim 0{,}06$$

и

$$|sp + qr| \cong 1 .$$

Для разницы $M_{11} - M_{22}$ имеем:

$$|M_{11} - M_{22}| \lesssim 2\,|M_L - M_S| ,$$

Таблица 1

Равенство масс частиц и их античастиц

e^-	$m_- = (511006 \pm 2)$ эв	/5/
	$m_+ = (510976 \pm 7)$ эв	/6/
μ^{+-}	$\frac{m_+}{m_-} - 1 = 10^{-4}$	/7/
	$m_- = 105659 \pm 2$кэв	/8/
π^{+-}	$m_+ = 139{,}60 \pm 0{,}05$ Мэв	/9/
	$m_- = 139{,}578 \pm 0{,}017$ Мэв	/10/
	$m_- = 139{,}584 \pm 0{,}020$ Мэв	/10/
	Среднее $m_- = 139{,}580 \pm 0{,}015$ Мэв	/10/
K^{+-}	$m_- = 493{,}7 \pm 0{,}3$ Мэв	/11/
	$m_+ = 493{,}78 \pm 0{,}17$ Мэв	/12/
$K^0 - \bar{K}^0$	$\frac{\lvert M_{11} - M_{22}\rvert}{\lvert M_{22} + M_{11}\rvert} \le \frac{2\lvert M_L - M_S\rvert}{\lvert M_L + M_S\rvert} \approx 10^{-14}$	/13/
$p - \bar{p}$	$m_p = 938{,}256 \pm 0{,}005$ Мэв	/14/
	$m_{\bar{p}} = (1{,}008 \pm 0{,}005)\ m_p$	/15/
	$m_{\bar{p}} = (1{,}004 \pm 0{,}025)\ m_p$	/16/
	$m_{\bar{p}} = (0{,}998 \pm 0{,}015)\ m_p$	/17/
$d - \bar{d}$	$\frac{m_+}{m_-} - 1 = \pm 3\%$	/18/
$\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$	$m_\Lambda = 1115{,}44 \pm 0{,}12$ Мэв	/19/
	$Q_\Lambda = 37{,}60 \pm 0{,}12$ Мэв	/19/
	$Q_{\bar{\Lambda}} = 35^{+2{,}6}_{-0{,}9}$ Мэв	/20/

где принят обеспеченный предел

$$|sp - qr| \le 2.$$

Так же без требований CPT-инвариантности

$$M_{11} + M_{22} = M_L + M_S.$$

Следовательно, /13/

$$\left| \frac{M_{11} - M_{22}}{M_{11} + M_{22}} \right| < \frac{2\,|M_L - M_S|}{|M_L + M_S|}. \qquad (11)$$

Если подставить в (11) результаты эксперимента, то

$$\frac{2|M_L - M_S|}{|M_L + M_S|} \approx 10^{-14}.$$

В том смысле, в каком имеет смысл разбиение $H = H_{st} + H_{em} + H_{wk}$, этот результат означает, что соотношение CPT нарушающей амплитуды к CPT- сохраняющей амплитуде менее 10^{-14} для H_{st}, менее, чем 10^{-12} для H_{em} и менее чем 10^{-8} для $\Delta S = 0$ части H_{wk}.

4. Равенство времен жизни частиц и их античастиц

А. Рассмотрим теперь состояние $|i; in>$, соответствующее частице, которая может только распадаться под действием слабых взаимодействий. По отношению к сильным и электромагнитным взаимодействиям это- стабильная частица. Для начала рассмотрим только такой случай, когда взаимодействие в конечном состоянии пренебрежимо мало, так что (4) для $\Omega = H_{wk}$ принимает вид

$$<\bar{f}; out\,|\,H_{wk}\,|\,\bar{i}; in> = <\tilde{f}; out\,|\,H_{wk}\,|\,\tilde{i}; in>^* . \qquad (12)$$

Из (12) для скорости парциального распада мы немедленно получаем $\bar{\Gamma} = \tilde{\Gamma}$, где $\bar{\Gamma}$ относится к каналу с античастицами, а $\tilde{\Gamma}$ – к каналу с частицами, в котором все спины изменили свои направления. Если мы суммируем по всем возможным спиновым ориентациям и имеем тем самым дело со скоростями парциальных распадов без измерения спинов в начальном и конечном состояниях, то получим

$$\Gamma(i\to f) = \Gamma(\bar{i}\to\bar{f}). \tag{13}$$

Среди процессов, для которых это справедливо, можно отметить $\pi_{\ell 2}$-, $K_{\ell 2}$- и $K_{\ell 3}$-распады. В силу уравнения (13) мы заключаем, что для этих процессов скорости парциальных распадов (после суммирования по спинам) равны для распадов K^+ и K^-, π^+ и π^-:

$$\Gamma(K^+\to\mu^+ +\nu_\mu) = \Gamma(K^-\to\mu^- + \bar{\nu}_\mu)$$

$$\Gamma(K^+\to\mu^+ +\pi^0+\nu_\mu) = \Gamma(K^-\to\pi^0+\mu^- + \bar{\nu}_\mu) \tag{14}$$

$$\Gamma(\pi^+\to\mu^+ +\nu_\mu) = \Gamma(\pi^-\to\mu^- + \bar{\nu}_\mu).$$

Б. Равенство (12) позволяет получить для таких процессов, как $K^{\pm}_{\ell 3}$, ряд утверждений, справедливых для энергетических спектров частиц, угловых распределений и поляризаций фермионов (ℓ – общее обозначение для электрона и мюона: $\ell = \mu, e$). Так, при заданных значениях двух кинематических переменных: α – угла между направлениями пиона и лептона (в системе покоя $\ell\nu_\ell$ – системы) и квадрата переданного 4-импульса

$$-q^2 = m_k^2 + m_\pi^2 - 2m_k E_\pi$$

при справедливости CPT-инвариантности совпадают дифференциальные распределения

$$\frac{d^2N(K^+_{\ell 3})}{dq^2\, d\cos\alpha} = \frac{d^2N(K^-_{\ell 3})}{dq^2\, d\cos\alpha}, \tag{15}$$

просуммированные по поляризациям лептонов.

Для поляризации мюонов требования CPT-инвариантности приводят к равенству

$$\vec{s}(\ell^+) = -\vec{s}(\ell^-). \tag{16}$$

Таким образом, поляризации мюонов от распадов $K^+_{\mu 3}$ и $K^-_{\mu 3}$ оказываются равными по величине и обратными по направлению. Чтобы увидеть чувствительность утверждения CPT-инвариантности (16), рассмотрим, к чему приводят требования T- и CP-инвариантности.

При справедливости CP-инвариантности соотношение (16) имеет место лишь для компонент поляризации, лежащих в плоскости, образованной векторами $\vec{k}_\pi$ и $\vec{k}_\mu$. Для перпендикулярной к этой плоскости составляющей вектора поляризации требование CP-инвариантности приводит к равенству:

$$s_\perp(\mu^+) = +s_\perp(\mu^-). \tag{17}$$

Отличное от нуля значение $s_\perp$, как видно из (16) и (17), противоречит T-инвариантности. Современное состояние с измерением $s_\perp$ сводится к тому, что $s_\perp(\mu) = 0{,}002 \pm 0{,}012$, следовательно, при достигнутом уровне точности, нет указаний на нарушение CP-инвариантности в $K_{\mu 3}$-распаде.

В. В случае существования взаимодействия в конечном состоянии (12) заменяется на

$$\langle \bar{f};\, out\,|\, H_{wk}\,|\,\bar{i};\, in\rangle = e^{2i\delta_f}\langle \tilde{f};\, out\,|\, H_{wk}\,|\,\tilde{i};\, in\rangle^*, \tag{18}$$

если $|\bar{f};\, out\rangle$ является собственным состоянием сильных (и электромагнитных) взаимодействий. В более общем случае всегда можно разложить конечное состояние по таким собственным состояниям и получить сумму членов с различными фазовыми множителями в правой части. Так, для распадов K^0- и $\bar{K}^0$-мезонов получаем

$$\langle f_{CPT}|\,T\,|\,\bar{K}\rangle = \sum_\beta \langle\beta\,|\,T\,|\,K\rangle^* \langle\beta\,|\,S\,|\,f\rangle, \tag{19}$$

где сумма распространена по полному набору состояний β, имеющих неисчезающие матричные элементы с состояниями $|f>$ и $|K>$. Смысл этого последнего замечания легко разъяснить на таком примере. Рассмотрим распады

$$\Lambda^0 \to p + \pi^-$$
$$\to n + \pi^0 ,$$

которые происходят за счет слабого взаимодействия. Так как обе частицы в конечном состоянии являются адронами, мы не можем пренебречь взаимодействием в конечном состоянии. Так как сильное взаимодействие сохраняет изоспин и P- четность, мы должны иметь дело с состояниями с определенными значениями изоспина I и L. В пренебрежении электромагнитными взаимодействиями должно быть четыре собственных состояния сильных взаимодействий и четыре фазовых сдвига $\delta_{2J}(L,I)$, а именно $\delta_1(0,1/2)$, $\delta_1(0,3/2)$, $\delta_1(1,1/2)$ и $\delta_1(1,3/2)$. Мы не будем проводить анализа дальше, но отметим, что существование нескольких членов с различными фазовыми множителями в (4) не позволяет вывести равенства между скоростями парциальных распадов зарядово-сопряженных каналов /22/. Например, из CPT-инвариантности не следует, что $B = \bar{B}$, где B и $\bar{B}$ определяются как

$$B = \frac{\Gamma(\Lambda^0 \to n + \pi^0)}{\Gamma(\Lambda^0 \to p + \pi^-)}; \quad \bar{B} = \frac{\Gamma(\bar{\Lambda}^0 \to \bar{n} + \pi\ )}{\Gamma(\bar{\Lambda}^0 \to \bar{p} + \pi^+)} .$$

Однако при дополнительных предположениях о C- или T-инвариантности это равенство получается.

Г. В некоторых случаях бывает так, что конечные состояния являются собственными состояниями оператора S сильных взаимодействий из-за различных независимых правил отбора. В этом случае фазовый множитель в (4) не приводит ни к каким усложнениям. В качестве примера мы рассмотрим два зарядово-сопряженных процесса

$$K^{+-} \to \pi^{\pm} + \pi^0 .$$

Из обобщенного принципа Паули (Бозе-статистика) следует, что конечные 2π состояния должны быть собственными состояниями изоспина с $I = 2$. Более того, сохранение момента количества движения требует, чтобы $L = 0$ (S-состояние). Так как изоспин и P-четность сохраняются в сильных взаимодей-

ствиях, не имеется других возможных конечных состояний, которые могут быть достигнуты за счет сильного взаимодействия в конечном состоянии. Конечные 2π состояния в этом случае являются собственными состояниями оператора сильных взаимодействий S. Пренебрегая влиянием электромагнитных взаимодействий, можно получить из CPT - инвариантности следующее равенство

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+ + \pi^0) = \Gamma(K^- \to \pi^- + \pi^0) .$$

Поправки из-за электромагнитного взаимодействия должны быть порядка 10^{-4}.

Д. В рамках изотопический инвариантности $K^{\pm} \to 2\pi$ распады связаны с $K^0 \to 2\pi$ распадами. Можно показать /23/, что в отсутствие электромагнитных взаимодействий

$$2A(K^0 \to 2\pi^0) + \sqrt{2}\,A(K^0 \to \pi^+\pi^-) = 3\alpha\,A(K^+ \to \pi^+\pi^0) \qquad (20)$$

и

$$2A(\bar{K}^0 \to 2\pi^0) + \sqrt{2}\,A(\bar{K}^0 \to \pi^+\pi^-) = 3\beta\,A(K^- \to \pi^-\pi^0), \qquad (21)$$

где

$$\alpha = \frac{A_3 - A_5}{A_5 + \frac{2}{3}A_3}, \quad \beta = \frac{\bar{A}_3 - \bar{A}_5}{\bar{A}_5 + \frac{2}{3}\bar{A}_3}, \qquad (22)$$

а $A_{5,3} \equiv A_{5/2}$, $A_{3/2}$ амплитуды $K^0 \to 2\pi$ распадов с изменением изоспина I на 5/2 и 3/2, соответственно; $\bar{A}_{5,3}$ – то же для 2π распадов $\bar{K}^0$ – частиц.

Если ввести A_I, $\bar{A}_I$ – приведенные амплитуды $K \to 2\pi$ распадов, то

$$A_I = e^{-i\delta_I} \langle I \mid T \mid K^0 \rangle ; \; \bar{A}_I = e^{-i\delta_I} \langle I \mid T \mid \bar{K}^0 \rangle , \tag{23}$$

где δ_I $(I = 0,2)$ – фазы пион-пионного взаимодействия в S-состоянии при полной энергии, равной массе K-мезона.

Из (20) – (21) в отсутствие каких-либо требований дискретных симметрий можно получить, что

$$\frac{\beta}{\alpha} \frac{A(K^- \to \pi^-\pi^0)}{A(K^+ \to \pi^+\pi^0)} = \frac{\bar{A}_2}{A_2} \approx 1 + 2\,\frac{\bar{A}_2 - A_2}{\bar{A}_2 + A_2} . \tag{24}$$

При справедливости CPT – инвариантности

$$\beta = \alpha^* , \quad \bar{A}_2 = A_2^*$$

и

$$|A(K^- \to \pi^-\pi^0)| = |A(K^+ \to \pi^+\pi^0)| . \tag{25}$$

При справедливости T-инвариантности A_2 и $\bar{A}_2$ – действительны, но $|A_2| \neq |\bar{A}_2|$ и, вообще говоря, $|\beta| \neq |\alpha|$.

Возможное отличие $\bar{A}_2 / A_2$, от единицы, по-видимому, не превышает 10^{-3}, поскольку оно входит в известное /24/ выражение для параметра $\gamma = \epsilon'/\omega$, характеризующего относительное нарушение CP-инвариантности в $K_L \to 2\pi$ распадах

$$\gamma \equiv \frac{(2 \mid T \mid K_L)}{(0 \mid T \mid K_L)} \approx \frac{p - q}{p + q} + \frac{\bar{A}_2 - A_2}{\bar{A}_2 + A_2} . \tag{26}$$

Е. В отличие от $\Lambda \to N\pi$ распада, распад $\Sigma^- \to n + \pi^-$ приводит πN систему в состояние с определенным значением изоспина $I = 3/2$, $I_3 = -3/2$. В этом случае CPT-инвариантность приводит к равенству ширин распада $\Sigma^- \to n + \pi^-$ и $\bar{\Sigma}^- \to \bar{n} + \pi^+$.

Чжоу Гуан-чжао в 1959 г. указал на соотношение /25/ между коэффициентами асимметрии α и $\bar{\alpha}$ для распадов Σ^- и $\bar{\Sigma}^-$

$$\frac{\alpha}{\bar{\alpha}} = - \frac{\cos[\delta_s - \delta_p + \Delta_s - \Delta_p]}{\cos[\delta_s - \delta_p - \Delta_s + \Delta_p]} , \tag{27}$$

где δ_s и δ_p – πN – фазы в s – и p – состояниях, а Δ_s и Δ_p – фазы, связанные с нарушением T-инвариантности.

Хотя при достигнутой в настоящее время точности $\alpha \approx 0$ ($\Sigma^- \to n\pi^-$ – распад приводит πN систему, в основном, в S состояние), соотношение (27) указывает на полезность сопоставления поляризационных свойств гиперонов и антигиперонов.

Ж. $K^{\pm}_{\pi 3}$ – распад. В отсутствие электромагнитного взаимодействия из требований CPT-инвариантности следует:

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-) + \Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0\pi^0) =$$
$$= \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^+\pi^-) + \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^0\pi^0) .$$

Если исключить из конечных состояний состояния с изоспином $I_{3\pi} = 3$, то

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-) = \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^+\pi^-)$$

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0\pi^0) = \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^0\pi^0) .$$

3. До сих пор мы рассматривали парциальные скорости распадов, соответствующие отдельным каналам распада. Если суммировать по всем возможным каналам, мы получим полную скорость распада (время жизни).

Формально к этому можно придти с помощью выражения вида (19), если взять квадрат модуля и воспользоваться унитарностью S – матрицы.

Таким образом, мы приходим к выводу, что времена жизни частиц равны временам жизни их античастиц, если теория CPT – инварианта. Это предсказание проверялось экспериментально, и мы приводим наиболее точные результаты в таблице 2.

5. Равенство аномальных магнитных моментов частиц и их античастиц

Рассмотрим явное выражение для матричного элемента электромагнитного тока $I_\mu(x)$ /39/. Из Лоренц-инвариантности и сохранения тока легко показать, что наиболее общий вид этого матричного элемента равен (опускаем некоторые нормировочные множителя)

$$\langle f;\mathrm{out}\,|\,I_\mu(0)\,|\,i;\mathrm{in}\rangle \equiv \langle \vec p\,', \vec s\,'\,|\,I_\mu(0)\,|\,\vec p, \vec s\,\rangle = \qquad (28)$$

$$= e\,\bar u(\vec p\,', \vec s\,')\,[\,F_1(q^2)\,\gamma_\mu + i\,F_2(q^2)\,\sigma_{\mu\nu}q_\nu\,]\,u(\vec p, \vec s\,)\,,$$

где $q = p - p'$. Рассматривая статистический предел, т.е. устремляя $q \to 0$, легко связать $eF_1(0)$ с зарядом протона, а $eF_2(0)$ – с аномальным магнитным моментом протона. Из того факта, что $I_\mu(0)$ является эрмитовым оператором, следует, что $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ являются действительными функциями.

Таблица 2

Времена жизни частиц и их античастиц. Парциальные ширины

μ^{+-}	$\frac{\tau^+}{\tau^-} - 1$	$= 0{,}0 \pm 0{,}1\%$	/26/
π^{+-}	$\frac{\tau^+}{\tau^-} - 1$	$= 0{,}56 \pm 0{,}28\%$	/27/
		$0{,}4 \pm 0{,}7\%$	/28/
		$0{,}23 \pm 0{,}40\%$	/29/
K^{+-}	$\frac{\tau^+}{\tau^-} - 1$	$=$	

Полные ширины:		$0{,}049 \pm 0{,}097\%$	/29/
		$0{,}47 \pm 0{,}30\%$	/30/
Ширины	$K \to \mu\nu$	$-0{,}54 \pm 0{,}41\%$	/30/
Ширины	$K \to 3\pi$	$-0{,}04 \pm 0{,}21\%$	/30/
		$-0{,}50 \pm 0{,}90\%$	/31/

Ширины $K \to 2\pi$ распадов

$\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0) = (21{,}4 \pm 0{,}8)\%$ /32/

$= (21{,}0 \pm 0{,}56)\%$ /33/

Среднее $\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0) = (21{,}2 \pm 0{,}5)\%$ /34/

Единственное измерение $\Gamma(K^- \to \pi^-\pi^0) = (25{,}0 \pm 3{,}3)\%$ /35/

Магнитные моменты частиц и их античастиц

e^{+-}	$\mu_- = (1001159622 \pm 27)\ 10^{-9}\ e/2m_\mu$	/36/
	$\mu_+ = (1001168 \pm 11)\ 10^{-6}\ e/2m_\mu$	/37/
$\mu^\pm$	$\mu_+ = (1001162 \pm 5)\ 10^{-6}\ e/2m_e$	/38/
	$\mu_- = (1001165 \pm 3)\ 10^{-6}\ e/2m_e$	/7/

Чтобы рассмотреть следствия CPT – инвариантности для электромагнитных взаимодействий, мы отметим сначала трансформационные свойства оператора тока, чтобы это условие соблюдалось

$$(CPT)\,I_\mu(0)\,(CPT)^{-1} = -\,I_\mu(0)\,. \qquad (29)$$

Отсюда мы получим по аналогии с (4)

$$\langle \bar f;\,\mathrm{out}\,|\,I_\mu(0)\,|\,\bar i;\,\mathrm{in}\rangle = -\langle \tilde f;\,\mathrm{out}\,|\,I_\mu(0)\,|\,\tilde i;\,\mathrm{in}\rangle^*\,. \qquad (30)$$

Правую часть можно вычислить из (28) с результатом

$$\langle \bar f;\mathrm{out}\,|\,I_\mu(0)\,|\,\bar i;\mathrm{in}\rangle = -\,e\,\{\,\bar u(\vec p\,', -\vec s\,')\,[\,F_1(q^2)\,\gamma_\mu + \qquad (31)$$

$$+\,i\,F_2(q^2)\,\sigma_{\mu\nu}\,q_\nu\,]\,u(\vec p, -\vec s\,)\,\}^*\,.$$

Если использовать следующие спинорные соотношения

$$u(\vec{p}, -\vec{s}) = \gamma_0 T u^{-T}(\vec{p}, \vec{s})$$

$$\bar{u}(\vec{p}, -\vec{s}) = u^T(\vec{p}, \vec{s}) T^{-1} \gamma_0 , \tag{32}$$

мы получим

$$<\bar{f}; out \mid I_\mu(0) \mid \bar{i}; in> = -e\bar{u}(\vec{p}', \vec{s}')[F_1(q^2)\gamma_\mu +$$

$$+ iF_2(q^2)\sigma_{\mu\nu} q_\nu] u(\vec{p}, \vec{s}) . \tag{33}$$

Изменение знака в (33) по сравнению с (28) отражает тот факт, что заряды частиц и античастиц противоположны. Из (28) и (33) мы заключаем, что СРТ - инвариантность приводит к равенству формфакторов частиц и античастиц. В частности, их аномальные магнитные моменты также должны быть равны.

К тому же заключению можно придти, если рассмотреть выражение для энергии взаимодействия магнитного момента $\vec{\mu}$ с магнитным полем $\vec{\mathcal{H}}(\vec{\mu}\vec{\mathcal{H}})$. Так как при СРТ - преобразовании $\vec{\mathcal{H}} \to + \vec{\mathcal{H}}$, а взаимодействие СРТ - инвариантно, должны быть равны и магнитные моменты частиц и их античастиц. Это последнее утверждение проверялось экспериментально только для электронов и мюонов.

К очень точному измерению $(g-2)$ для e^{+-} -и μ^{+-} -мезонов необходимо сделать одно замечание. Измеренная величина находится в хорошем соответствии с результатами расчетов, в которых учитываются лишь электромагнитные взаимодействия. Равенство аномальных магнитных моментов имеет место также в силу С- или СР - инвариантности электромагнитных взаимодействий, на отклонение от которых не имеется никаких указаний. Следовательно, совпадение аномальных магнитных моментов лептонов может не быть чувствительным к отступлению от СРТ.

Другое замечание относится к такому чисто лептонному распаду, как $\mu \to e$ распад, и весьма поучительно. Все экспериментальные данные о $\mu \to e$ распаде хорошо описываются эффективным лагранжианом. Следовательно, они не могут не соответствовать СРТ - теореме.

6. СРТ и $K^0 - \bar{K}^0$ система

Уникальные возможности для проверки СРТ - инвариантности представляет изучение распадов K^0 - мезонов, в особенности, $K^0 \to 2\pi$ распадов, где доказано нарушение СР - инвариантности. Укажем на две возможности такой проверки, обсуждавшиеся в литературе [40,13,41,24,42].

1. Выражение для временной зависимости $K^0 \to 2\pi$ распадов на пучках, которые первоначально состояли только из K^0 и только из $\bar{K}^0$, имеет вид

$$\frac{dN_\pm(\tau)}{d\tau} = \Gamma_S(2\pi)[A_\pm e^{-\Gamma_S \tau} + B_\pm |\eta|^2 e^{-\Gamma_L \tau} +$$

$$+ (D_\pm \eta e^{i(m_S - m_L)\tau} + c.c) e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)\tau}], \tag{34}$$

где знак + (-) относится к случаю, когда вначале пучок состоял из чистых $K^0 - (\bar{K}^0)$-мезонов. Выражения для $A_\pm$, $B_\pm$ и $D_\pm$ (в пренебрежение квадратами малых величин) имеет вид [13]

$$A_\pm = \frac{1}{2} \mp \mathrm{Re}(\epsilon - \delta)$$

$$B_\pm = \frac{1}{2} \mp \mathrm{Re}(\epsilon + \delta) \tag{35}$$

$$D_\pm = \pm\frac{1}{2} - \mathrm{Re}\,\epsilon - i\,\mathrm{Im}\,\delta ,$$

причем при справедливости СРТ - инвариантности $\delta = 0$. Для проверки СРТ - инвариантности необходимо измерять относительный ход временной зависимости и определять $A_\pm$, $B_\pm$, $D_\pm$, с точностью, лучшей 10^{-3}.

Сами формулы для связи параметров ϵ, ϵ' и ω с амплитудами распадов K^0 и $\bar{K}^0$ и выражения для суперпозиций $|K^0_L>$ и $|K^0_S>$ через $|K^0>$ и $|\bar{K}^0>$ зависят от того, выполняются ли требования СРТ - инвариантности.

2. Наиболее чувствительной является проверка фазового соотношения [42]

$$\mathrm{Arg}(\eta_{+-} + R\eta_{00}) = \arg\epsilon = \phi_\epsilon =$$

$$= \mathrm{arctg}\frac{2(m_L - m_S)}{(\Gamma_L + \Gamma_S)} - \mathrm{arctg}\frac{\mathrm{Im} <K_S|K_L>}{\mathrm{Re} <K_S|K_L>} , \tag{36}$$

где η_{+-} и η_{00} – известные параметры /43,13/

$$\eta_{+-} = \frac{(\pi^+\pi^-|T|K_L)}{(\pi^+\pi^-|T|K_S)} = \frac{\epsilon + \epsilon'/\sqrt{2}}{1+\omega'\sqrt{2}}$$

$$\eta_{00} = \frac{(\pi^0\pi^0|T|K_L)}{(\pi^0\pi^0|T|K_S)} = \frac{\epsilon - \sqrt{2}\,\epsilon'}{1-\sqrt{2}\,\omega}, \qquad (37)$$

а

$$R = \frac{\Gamma(K_S \to \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \to \pi^+\pi^-)} \simeq \frac{1}{2}.$$

Чтобы увидеть чувствительность соотношения (36) отметим, что при справедливости CPT (T) – инвариантности $\mathrm{Im} < K_S | K_L > = 0$ $(\mathrm{Re} < K_S | K_L > = 0)$ и $\phi_\epsilon^{CPT} \cong + \frac{\pi}{4}$ $(\phi_\epsilon^T = -\frac{\pi}{4})$. Соотношение (36) в более точной формулировке /42/ содержит в левой части аргумент величины

$$Z = \sum_F (F|T|K_S)^* (F|T|K_L), \qquad (38)$$

где сумма распространена по всем общим распадам K_L и K_S. По-видимому, основной вклад в Z дает распад на два пиона $Z_{2\pi}$. Экспериментальные данные о величине Z будут уточняться по мере дальнейшего изучения нарушения CP – инвариантности в различных распадах K^0 – мезонов. В настоящее время весьма важным является определение фазы параметра ϵ, что даст возможность провести сопоставление с соотношением (36).

Сравнение вкладов в Z от $K^0 \to 3\pi$ и $K^0 \to 2\pi$ распадов $Z_{3\pi}$ и $Z_{2\pi}$ также может быть использовано для проверки CPT -инвариантности /44/. При справедливости ее $(\text{и} < K_S | K_L > \neq 0)$

$$\frac{\mathrm{Re}\, Z_{3\pi}}{\mathrm{Re}\, Z_{2\pi}} = \frac{\Gamma_L(3\pi) + \Gamma_S(3\pi)}{\Gamma_L(2\pi) + \Gamma_S(2\pi)}. \qquad (38)$$

При справедливости T – инвариантности

$$\frac{\mathrm{Im}\, Z_{3\pi}}{\mathrm{Im}\, Z_{2\pi}} = \frac{\Gamma_L(3\pi) + \Gamma_S(3\pi)}{\Gamma_L(2\pi) + \Gamma_S'(2\pi)} \qquad (39)$$

Заключение

Имеется весьма веское указание на справедливость CPT – инвариантности сильных, электромагнитных и сохраняющих странность слабых взаимодействий. Чисто слабые взаимодействия также CPT – инвариантны. Полулептонные или меняющие странность слабые взаимодействия необходимо изучать с большей точностью. Необходимо также отметить, что в целом только некоторые аспекты CPT-инвариантности подвергались проверке. Мы не имеем ни одного случая точных измерений, проверяющих соотношение (4) без суммирования по направлениям спинов. Безусловно стоит провести проверку таких соотношений для сопряженных процессов с обращенными направлениями спинов. Можно ожидать весьма чувствительных заключений относительно CPT – инвариантности из будущих опытов с K^0 – мезонами.

Автор благодарен И.М.Василевскому и В.И.Петрухину за полезные замечания и помощь.

Литература

1. J.S.Bell. Proc.Roy. Soc. 231A, 479, 1955.
2. J.Schwinger. Phys.Rev., 82, 914, 1951; 91, 714, 1953. Proc.Nat.Acad. Sci. U.S. 44, 223, 1958.
3. G.Luders. Kongl.Dansk Medd.Fys., 28, N5, 1954. Annals of Physics 2, 1, 1957,
4. W.Pauli. "Niels Bohr and the Development of Physics" Mc.Craw Hill Book Co., N.Y. 1955.
5. E.R.Coehen, DuMond. Rev.Mod.Phys., 37, 537, 1965.
6. G.Show, M.Shapiro. Rev.Mod.Phys. 33, 231, 1961.
7. M.Farley et al. Nuovo Cimento 45A, 281, 1966.
8. G.Feinberg,L.M.Lederman.Ann.Rev.Nucl.Sci., 13, 431, 1963.

9. W.H. Barkas. Ann.Rev.Nucl.Sci., 16, 67, 1965.

10. R.E.Shafer et al. UCRL 16056, 1965.

11. W.H.Barkas. Phys.Rev.Lett., 11, 26, 1963.

12. D.E.Greiner. Look at Ann.Rev.Nucl.Sci., 15, 67, 1965.

13. J.S.Bell, J.Steinberger. "Weak Interactions of Kaons" Oxford conf. on Elementary Particles. 1965. T.D.Lee, C.S.Wu. Ann.Rev.Nucl.Sci., 16, 251, 1966.

14. E.R.Coehen, I.W.M.Du Mond. Internat. Conf.Nucl.Masses, 2nd, Vienna, Austria, Iuly 15-19, 1963.

15. W.T.Cocconi et al. Phys.Rev.Lett., 5, 19, 1960.

16. Antiproton Callaboration Experiment Phys.Rev., 105, 1037, 1957.

17. G.Baroni et al. Nuovo Cimento 12, 564, 1959.

18. D.E.Dorfan et al. Phys.Rev.Lett., 14, 1003, 1965.

19. B.Bhowmik, D.P.Goyal. Nuovo Cimento 28, 1494, 1963.

20. D.J.Prowse, M.Baldo Ceolin. Nuovo Cimento 10, 625, 1958.

21. See. T.D.Lee, C.S.Wu Ann. Rev.Nucl.Sci., 16, 471, 1966.

22. S.Okubo. Phys.Rev., 109, 984, 1958.

23. B.M.Martin and E.de Rafael. Preprint 1967.

24. M.Gourdin. Nucl.Phys., B3, 207, 1967.

25. Chou Kuang-chao. Nucl.Phys., 9, 652, 1958/59.

26. S.L Meyer et al. Phys.Rev., 132, 2693, 1963.

27. D.S.Ayres et al. Phys.Rev.Lett., 24B, 483, 1967.

28. M.Bardon et al. Phys.Rev.Lett., 16, 775, 1966.

29. F.Lobkowicz et al. Phys.Rev.Lett., 17, 548, 1966.

30. W.T.Ford et al. Phys.Rev.Lett., 18, 1214, 1967.

31. Fletcher et al. Phys.Rev.Lett., 19, 98, 1967.

32. B.P.Roe et al. Phys.Rev.Lett., 7, 346, 1961.

33. F.S.Shaklee et al. Phys.Rev., 136, B1423, 1964.

34. G.H.Trilling. 1965 Argonne Conf. on Weak Interaction.

35. A.Callahan, D.Cline. Phys.Rev.Lett., 15, 129, 1965.

36. D.T.Wilkinson et al. Phys.Rev., 130, 852, 1963.

37. A.Rich et al. Phys.Rev.Lett., 17, 271, 1966.

38. G.Charpak et al. Phys.Rev.Lett., 1, 16, 1962.

39. Jan Nilsson. "The Discrete Symmetries P,C and T". Proc. 1967 CERN School of Physics, 1967.

40. L.Wolfentein. Nuovo Cimento 42, 17, 1966.

41. Jean Kaplan. "Some Remarks on the Measurements of Neutral Kaons Decay Rates, and CPT Invariance". Pr. 1965.

42. Л.И.Лапидус. Препринт ОИЯИ Р2-3622, 1967.

43. T.T.Wu, C.N.Yang. Phys.Rev.Lett., 13, 501, 1964.

44. M.Gourdin. "TCP Invariance, Time-reversal Invariance and K-meson Decay" Preprint Orsay TH/224.

Рукопись поступила в издательский отдел

15 января 1968 года.